

Grado en Física

Trabajo de fin de grado

Aplicación del método Monte Carlo para protección y seguridad en radioterapia

Daniel Plaza Vas

Director:

Jorge Puimedón Santolaria

Índice

| | |
|---|-----------|
| <i>Introducción.....</i> | <i>3</i> |
| <i>Programa PENELOPE-2014.....</i> | <i>3</i> |
| <i>Funcionamiento.....</i> | <i>3</i> |
| <i>Estructura.....</i> | <i>3</i> |
| <i>Instalación del programa</i> | <i>4</i> |
| <i>Validación experimental.....</i> | <i>4</i> |
| <i>Fuente de ¹³⁷Cs y detector de centelleo</i> | <i>4</i> |
| <i>Medidas realizadas sin blindaje</i> | <i>5</i> |
| <i>Simulación del montaje experimental sin blindaje.....</i> | <i>8</i> |
| <i>Atenuación con blindaje de plomo.....</i> | <i>11</i> |
| <i>Simulación de una sala de radioterapia</i> | <i>15</i> |
| <i>Radiación emitida.....</i> | <i>15</i> |
| <i>Estimación de la dosis en agua</i> | <i>18</i> |
| <i>Geometría de la sala.....</i> | <i>18</i> |
| <i>Simulaciones realizadas en la sala de radioterapia</i> | <i>19</i> |
| <i>Conclusiones</i> | <i>22</i> |
| <i>Bibliografía</i> | <i>23</i> |

Introducción

El uso de aceleradores de partículas está muy extendido en sus diversas aplicaciones en diagnóstico y tratamiento médico. A pesar de que su utilización resulta muy beneficiosa para preservar la salud, conlleva un riesgo que se debe controlar: la radiación ionizante. Es necesario proteger a los pacientes que se someten a este tipo de radiaciones, al igual que a los trabajadores expuestos o personas que puedan acercarse a los aceleradores esporádicamente. Para ello, habitualmente, se utilizan protocolos que establecen la dosis permitida según las características del acelerador y en función del tipo de público al que proteger. El objetivo de este trabajo es realizar los cálculos que nos permitan conocer qué proporción de la radiación escapa de una sala que podría ser de radioterapia y la energía que se absorbe fuera de la misma para, una vez conocida su carga de trabajo real, poder estimar el blindaje necesario para cumplir con la legalidad y minimizar los efectos negativos que pueda tener para la salud.

La simulación de la geometría de la sala y la radiación que se genera para la radioterapia se ha hecho con el Programa PENELOPE-2014. Este programa [1] permite realizar una simulación detallada de cómo la radiación ionizante interacciona con una geometría definida, conociendo su composición gracias a que el programa, si se le proporciona la información necesaria, puede realizar estimaciones precisas de cómo es la interacción de la radiación con la materia en una situación real.

Programa PENELOPE-2014

Funcionamiento

El programa PENELOPE-2014 ha sido desarrollado para recibir como entrada: una definición geométrica, una definición que indique el tipo de radiación a simular, ya sean electrones, fotones o positrones, y su energía o energías, ficheros con los elementos, moléculas o compuestos que forman la geometría e información relevante sobre cómo interaccionan con la radiación y, por último, la elección de los resultados del cálculo que debe devolver y sus rangos e intervalos en los que presentarlos.

Algunos de los resultados que puede devolver y que se han utilizado son la distribución de probabilidad del ángulo de salida de la radiación en el sistema, la probabilidad media de detección por partícula simulada, el espectro de la energía absorbida por un cuerpo y su valor medio por partícula simulada.

Estructura

El programa cuenta con distintos directorios que agrupan tipos de ficheros o programas secundarios. Los programas principales son *pencl* y *penmain*, que se utilizan para realizar las simulaciones en distintos casos, el primero para geometrías con simetría cilíndrica y el segundo permite hacer una definición de la geometría más general, en coordenadas cartesianas. El programa *material* permite generar los datos sobre los posibles materiales con los que construir la geometría a partir de una tabla que contiene información sobre todos ellos. El programa *gview* es una herramienta para visualizar la geometría diseñada en 2 o 3 dimensiones. El programa *shower*,

esencialmente didáctico, permite ver las trayectorias de un electrón, fotón o positrón y todas las ionizaciones que producen en un bloque de material. PENELOPE-2014, cuenta con detallada documentación para usar el programa [1].

Instalación del programa

Se ha llevado a cabo la instalación del programa en un ordenador portátil y la lectura de la documentación necesaria [1] para poder utilizarlo correctamente. Se ha comenzado con la realización de geometrías simples para aprender progresivamente a definir espacios y a generar los resultados de interés para este trabajo. Para ello se han utilizado varios ejemplos de la geometría, que vienen definidos por el programa, como el de un disco en el programa *pencil*. También ha sido necesario usar el programa *material* para generar los archivos de datos de distintos materiales necesarios para nuestras simulaciones como pueden ser los del agua, el plomo, el aluminio o el hormigón.

En este proceso de ensayo y error con el programa principal y siguiendo los consejos del tutorial que lo acompaña se ha podido experimentar con los formatos necesarios para que el programa funcione correctamente, la creación de tablas a través del programa *material* que después se utilizarán para la simulación de cada geometría, ya que son las que utiliza el programa para los cálculos según el material que esté atravesando la radiación, y la visualización y modificación de los resultados que devuelve el programa, por ejemplo al medir un espectro energético acotar los valores mínimo y máximo de las energías a medir y el número de intervalos en los que dividir ese espectro. También ha permitido conocer qué parámetros se utilizan para las definiciones geométricas.

Validación experimental

Fuente de ^{137}Cs y detector de centelleo

En primer lugar, hemos comprobado la veracidad de los resultados obtenidos en las simulaciones comparándolos con un experimento que se pueda llevar a cabo en el laboratorio con unas energías más bajas que las que se pueden encontrar en radioterapia. La comparación de los resultados a bajas energías nos permite estimar la diferencia entre la situación real y el modelo geométrico utilizado en la simulación.

Hemos llevado a cabo un experimento del análisis del espectro del ^{137}Cs obtenido con un detector de centelleo de NaI y distintos blindajes de plomo entre la fuente y el detector.

Para la validación de los resultados se han analizado:

1. La eficiencia del detector para 662 keV y para 33 keV:

$$p(E_i) = \frac{n_i}{n_{\text{desintegraciones}}}$$

Donde n_i y $n_{\text{desintegraciones}}$ son el número de cuentas absorbidas en un intervalo de anchura ΔE en torno a E_i y el número total de desintegraciones, respectivamente. En el

caso experimental, n_i es el área de cada uno de los picos de absorción total de 33 y de 662 keV.

2. La probabilidad de detección por desintegración:

$$P_{\text{detección}} = \sum_i p(E_i)$$

En el caso experimental se corresponde con el cociente entre el número total de cuentas del espectro y $n_{\text{desintegraciones}}$.

3. La energía total absorbida y la dosis absorbida por un cuerpo de masa m [2]:

$$\begin{aligned} E_{\text{absorbida}} &= n_{\text{desintegraciones}} \cdot E_{\text{absorbida/desintegración}} \\ &= n_{\text{desintegraciones}} \sum_i E_i \cdot p(E_i) \end{aligned}$$

$$D = E_{\text{absorbida}}/m$$

4. La variación de la energía absorbida en función del blindaje de plomo.

La geometría que se ha utilizado en el experimento y se ha tratado de representar en la simulación se muestra en la *Figura 1*.

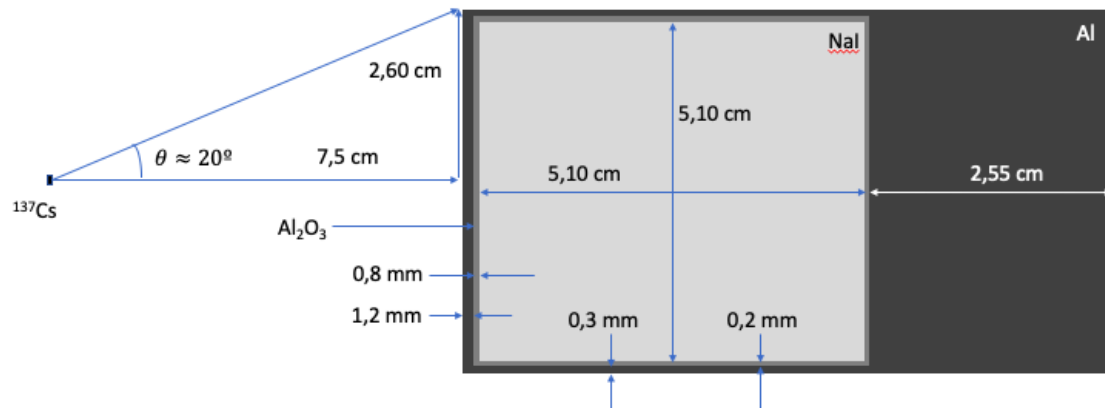


Figura 1: Representación transversal de la geometría utilizada en el experimento y en la simulación sin filtro de plomo. El cristal de yoduro de sodio está cubierto por una capa reflectante de alúmina y encapsulado en aluminio. La fuente de ^{137}Cs estaba a 7,5 cm del detector.

Medidas realizadas sin blindaje

En esta sección comparamos el espectro obtenido en el caso en el que no hay blindaje de plomo entre la muestra de ^{137}Cs y el detector. La fuente radiactiva tenía una actividad de $2,52 \pm 0,05 \mu\text{Ci}$ a 12 de junio de 1969 y, dado que el tiempo de semidesintegración del ^{137}Cs es de $30,0 \pm 0,1 \text{ años}$ [3], se puede calcular la actividad a 23 de octubre de 2019, día en el que se llevó a cabo el experimento:

$$A(t) = A_0 \exp\left(-\ln(2) \cdot \frac{t}{T_{\frac{1}{2}}}\right) = 0,787 \pm 0,016 \mu Ci = (2,91 \pm 0,58) \cdot 10^4 Bq [2]$$

La fuente se coloca enfrentada con el centro del detector a $7,5 \pm 0,2 \text{ cm}$. Para la simulación se ha considerado la fuente puntual ya que su radio es aproximadamente 1 mm, mucho menor que la distancia entre la muestra y el detector. Además de medir el espectro con la fuente enfrentada al detector, se ha realizado otra medida del mismo tiempo sin la muestra para poder tener en cuenta el efecto de la radiación del fondo. Las cuentas del espectro de fondo se restan a las halladas previamente.

El espectro obtenido en el experimento, después de restar el espectro de la radiación de fondo, se muestra en la *Figura 2*. Los picos de absorción total de 33 y 662 keV se observan en las proximidades de los canales 100 y 1600, respectivamente.

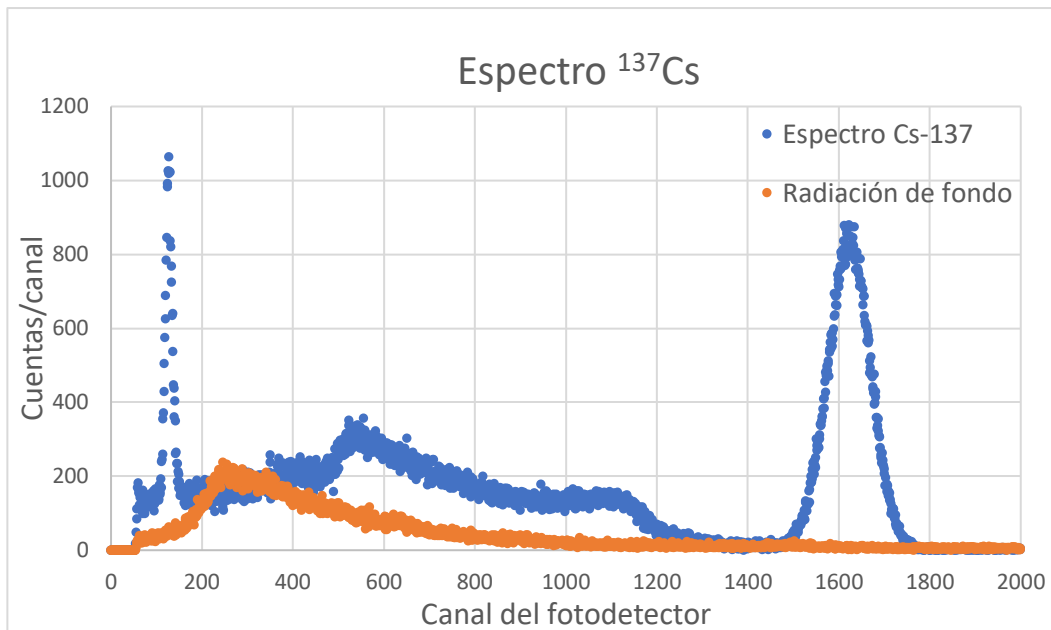


Figura 2: Espectro del ^{137}Cs y de la radiación de fondo medidos por un detector de centelleo de NaI sin blindaje en 600 segundos.

Para comenzar con la comparación entre la simulación y el experimento debemos tener una calibración entre los canales del detector y la energía absorbida. Para ello hemos estimado el centro de los picos de 662 keV y 33 keV utilizando una aproximación a una gaussiana con la herramienta *Solver* de Microsoft Excel.

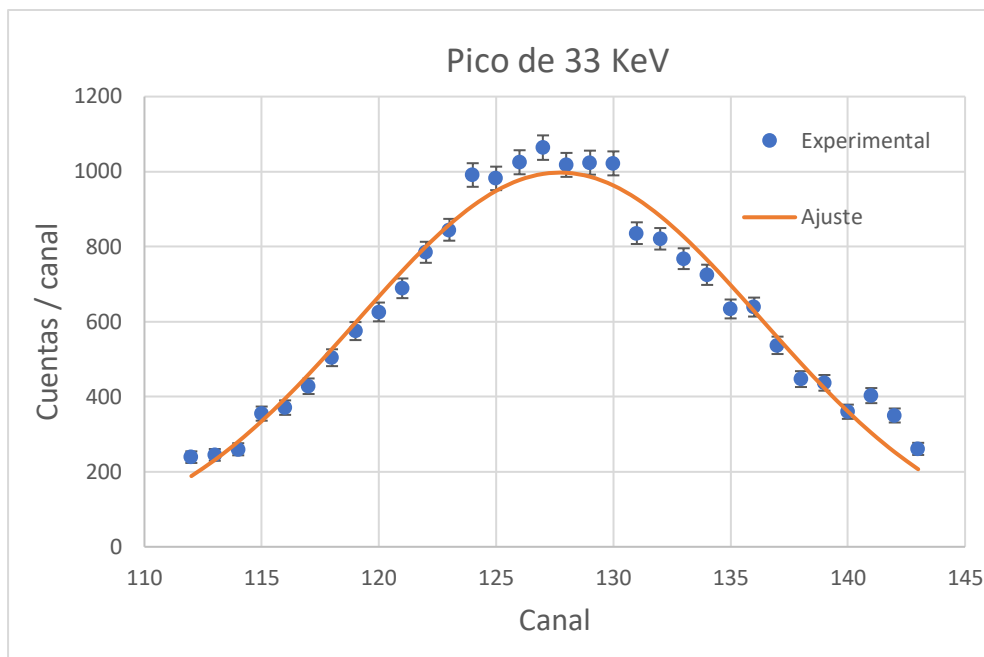


Figura 3: Pico de 33 keV

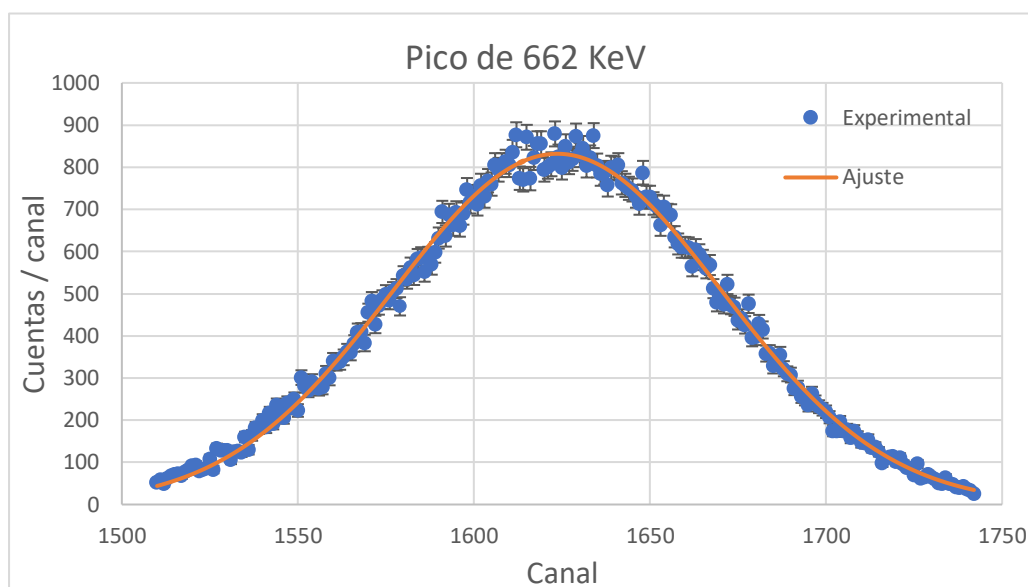


Figura 4: Pico de 662 keV

Podemos hacer el cálculo de la calibración considerando que la relación de los canales con la energía asociada a ellos es lineal, $y = m \cdot x + x_0$, donde y es la energía asociada al canal x . El cálculo de la calibración se muestra en la *Tabla 1*.

| | |
|-----------------------------|--|
| Canal asociado a 33 keV | $128,72 \pm 0,06$ |
| Canal asociado a 662 keV | $1623,69 \pm 0,15$ |
| Pendiente m | $(0,42046 \pm 0,00011) \text{ keV} / \text{canal}$ |
| Término independiente x_0 | $(-20,702 \pm 0,014) \text{ keV}$ |

Tabla 1: Calibración del detector

La calibración del detector y la actividad de la fuente nos permiten calcular la probabilidad de detección y la energía absorbida por el detector.

| | |
|----------------------------|---|
| Actividad | $(2,91 \pm 0,06) \cdot 10^4 \text{ Bq}$ |
| Tiempo de medida | 600 s |
| Número de desintegraciones | $(1,746 \pm 0,035) \cdot 10^7$ |
| Fotones totales detectados | $(3,243 \pm 0,005) \cdot 10^5$ |
| Probabilidad de detección | $(1,86 \pm 0,04) \cdot 10^{-2}$ |
| Energía absorbida (keV) | $(1,16267 \pm 0,00013) \cdot 10^8$ |

Tabla 2: Resultados del experimento

Los cálculos de las incertidumbres recogidas en la *Tabla 2* se han realizado con la propagación de errores de variables independientes. En el caso del número de fotones detectados se ha propagado la incertidumbre del número total de sucesos detectados, teniendo en cuenta que sigue una distribución de Poisson y la incertidumbre de los sucesos totales emitidos por la fuente. Para la incertidumbre de la energía absorbida se ha tenido en cuenta la incertidumbre del número de fotones detectados por canal y la de la calibración de su energía.

Simulación del montaje experimental sin blindaje

La ficha técnica del detector y las medidas tomadas en el laboratorio se han utilizado para la definición geométrica de la simulación. En la *Figura 5* se puede ver la definición geométrica de simetría cilíndrica en el formato adecuado para *pencil*. A continuación se declara el tipo de radiación a simular, su energía, la posición de la fuente y las direcciones de emisión respecto al eje de simetría cilíndrica. Finalmente se indican los ficheros de materiales que compondrán la geometría acompañados de la energía de corte (energía mínima para que el programa haga el seguimiento de una partícula) para cada tipo de radiación y otros parámetros necesarios para la simulación [1].


```

TITLE NaI detector with Al cover and Al2O3 reflecting foil
.
GSTART >>>>>> Beginning of the geometry definition list.
LAYER      -0.20 -0.08  1
CENTER      0.00  0.00
CYLIND      3  0.00  2.60
LAYER      -0.08  0.00  2
CYLIND      2  0.00  2.57
CYLIND      3  2.57  2.60
LAYER      0.00  5.10  3
CYLIND      1  0.00  2.55
CYLIND      2  2.55  2.57
CYLIND      3  2.57  2.60
LAYER      5.10  7.10  4
CYLIND      3  0.00  2.60
GEND <<<<<<< End of the geometry definition list.
.
>>>>>>> Source definition.
SKPAR      2          [Primary particles: 1=electron, 2=photon, 3=positron]
SENERG 662.0e3        [Initial energy (monoenergetic sources only)]
SPOSIT 0 0 -7.5        [Coordinates of the source center]
SCONE 0 0 20          [Conical beam; angles in deg]
.
>>>>>>> Material data and simulation parameters.
MFNAME NaI.mat        [Material file, up to 20 chars]
MSIMP4 5.0e4 5.0e3 5.0e4 0.1 0.1 2e3 2e3 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Al2O3.mat      [Material file, up to 20 chars]
MSIMP4 5.0e4 5.0e3 5.0e4 0.1 0.1 2e3 2e3 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Al.mat         [Material file, up to 20 chars]
MSIMP4 5.0e4 5.0e3 5.0e4 0.1 0.1 2e3 2e3 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]

```

Figura 5: Definición de la geometría del detector y una fuente de 662 keV a 7,5 cm en el eje z

Es conveniente ajustar el ángulo de emisión de fotones a $\theta = 20^\circ$ en lugar de calcular una emisión isotrópica en el espacio para ahorrar tiempo de cálculo, tal y como se puede observar en la *Figura 1*. El ángulo se calcula:

$$\theta \geq \arctan \frac{R_{\text{detector}}}{\text{distancia}}$$

Al hacer esto debemos calcular la fracción de ángulo sólido que hemos irradiado para obtener posteriormente las probabilidades respecto a una radiación isotrópica.

$$\omega = \frac{\Omega_i}{\Omega_{\text{Tot}}} = \frac{2\pi (1 - \cos \theta)}{4\pi} = 0,03$$

El programa devuelve los resultados de los espectros de energía absorbida en unidades de $1/(eV \cdot \text{partícula simulada})$. Para poder hacer el cálculo de la probabilidad de detección y energía absorbida es necesario multiplicar por el intervalo de energía y la fracción de ángulo sólido simulada, de la forma:

$$\begin{aligned}
P_{\text{detección}} &= p_{\text{emisión en dirección al detector}} \cdot p_{\text{detectar el fotón}} = \omega \cdot \sum_i p(E_i) = \\
&= \omega \cdot \sum_i p(i) \cdot \Delta E
\end{aligned}$$

$$E_{\text{absorbida}} = n_{\text{desintegraciones}} \sum_i E_i \cdot p(i) \cdot \Delta E$$

Hemos hecho dos simulaciones, una para 662 keV y otra para 33 keV y hemos obtenido dos distribuciones de probabilidad de la energía absorbida por el detector. Para obtener

un resultado de sucesos por desintegración de ^{137}Cs se realiza una media ponderada con las intensidades **0,8521** y **0,07124 fotones/desintegración** [3] para los fotones de 662 keV y 33 keV, respectivamente. Utilizaremos estos dos valores para calcular la probabilidad por desintegración:

$$p(i) = 0,8521 \cdot p_{662 \text{ keV}}(i) + 0,07124 \cdot p_{33 \text{ keV}}(i)$$

Donde $p_{662 \text{ keV}}(i)$ y $p_{33 \text{ keV}}(i)$ son las distribuciones de probabilidad por unidad de energía absorbida en el intervalo i y por fotón simulado, para las simulaciones de 662 keV y 33 keV.

Así obtenemos la distribución de probabilidad por unidad de energía absorbida y por desintegración simulada como la que se puede observar en la *Figura 6*.

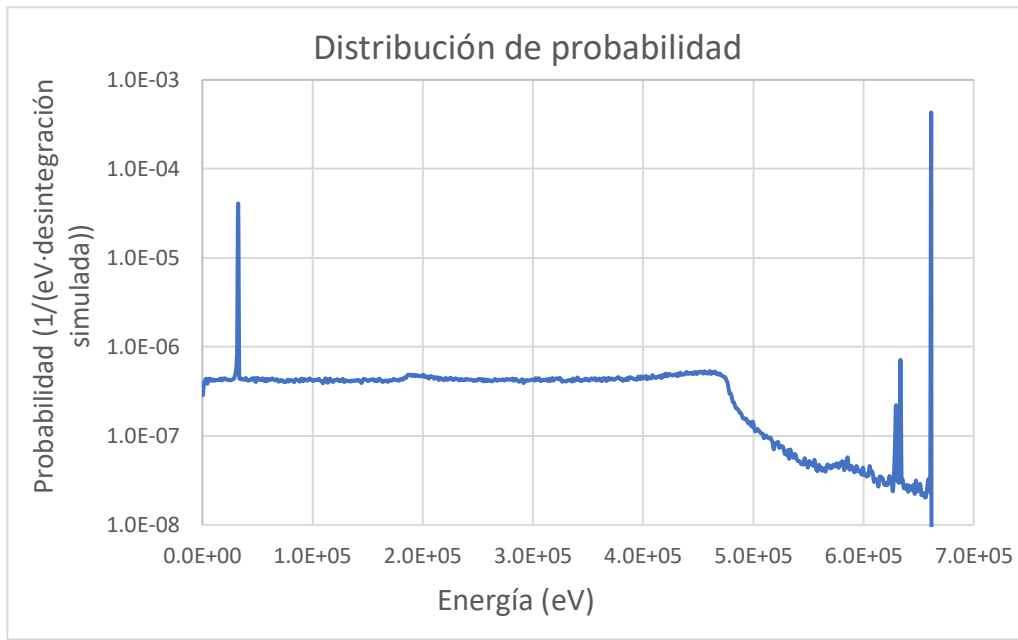


Figura 6: Distribución de probabilidad de energía absorbida de la simulación de fotones de 662 keV y 33 keV

Se observa la diferencia entre el espectro experimental (*Figura 2*) y el simulado (*Figura 6*), ya que en la simulación no se ha tenido en cuenta la resolución del detector ni de la electrónica de adquisición. Además en la simulación se pueden observar los escapes de los rayos X del yodo, que no se pueden apreciar en el espectro medido en el experimento ya que entran dentro de la distribución gaussiana.

Con el factor ω y sabiendo que el intervalo de energía tiene 1000 eV de anchura, se puede calcular la probabilidad de detección y la energía absorbida:

$$P_{\text{detección}} = \omega \cdot \sum_i p(i) \cdot \Delta E = (1,4117 \pm 0,0010) \cdot 10^{-2}$$

$$E_{\text{absorbida}} = n_{\text{desintegraciones}} \cdot \omega \cdot \sum_i E_i \cdot p(i) \cdot \Delta E = (9,05 \pm 0,05) \cdot 10^7 \text{ keV}$$

El sumatorio en el cálculo de la energía absorbida corresponde a la energía media absorbida por desintegración. La probabilidad de detección es notablemente menor

que la obtenida experimentalmente (*Tabla 2*) pero puede deberse a que el experimento se realiza en una sala en la que los fotones de 662 keV (y en menor medida los de 33 keV) que no se dirigen inicialmente al detector pueden llegar a él después de interaccionar por dispersiones Compton en paredes, techo, suelo, mesa y todos los objetos presentes en el laboratorio. Esta discrepancia nos indica que la sencilla geometría aproximada que no tiene en cuenta la contribución de la radiación dispersada subestima en un factor 1,3 la energía absorbida en el yoduro de sodio. Para comparar magnitudes que no dependan de la radiación dispersada, usaremos la probabilidad de absorber totalmente un fotón de 662 o 33 keV.

Calculamos la eficiencia del detector para 662 keV y para 33 keV. Se puede observar en la *Tabla 3* que el valor correspondiente a la probabilidad de detección de 662 keV es un 8% mayor en el caso experimental, mientras que la eficiencia para 33 keV es un 4% inferior. Esto podría deberse a la incertidumbre de la geometría y dimensiones especificadas por el fabricante del detector. Quizá también a la imprecisión en la distancia fuente-detector, aunque es menos plausible porque la corrección geométrica por ángulo sólido no depende de la energía del fotón.

| | Experimento | PENELOPE-2014 |
|-----------------------|-----------------------------------|---------------------------------------|
| $P (33 \text{ keV})$ | $(1,160 \pm 0,008) \cdot 10^{-3}$ | $(1,21200 \pm 0,00010) \cdot 10^{-3}$ |
| $P (662 \text{ keV})$ | $(5,535 \pm 0,017) \cdot 10^{-3}$ | $(5,133 \pm 0,005) \cdot 10^{-3}$ |

Tabla 3: Resultados obtenidos sin filtro de Pb

Los valores de la *Tabla 3* indican que, sin tener en cuenta la radiación dispersada, la diferencia entre la simulación y el valor experimental es inferior al 10%.

Atenuación con blindaje de plomo

El proceso es similar al anterior, se realizará la comparación de los resultados obtenidos en el experimento y en la simulación de la geometría diseñada para el programa. Se ha medido la energía total absorbida por el detector, ya que esto nos permitirá calcular la dosis absorbida.

Por tanto, si se puede comprobar que la energía absorbida por el detector es similar en el experimento y en la simulación, se podrá confiar o evaluar la discrepancia, en su caso, en los resultados de la simulación, al menos para fotones del orden de 0,7 MeV.

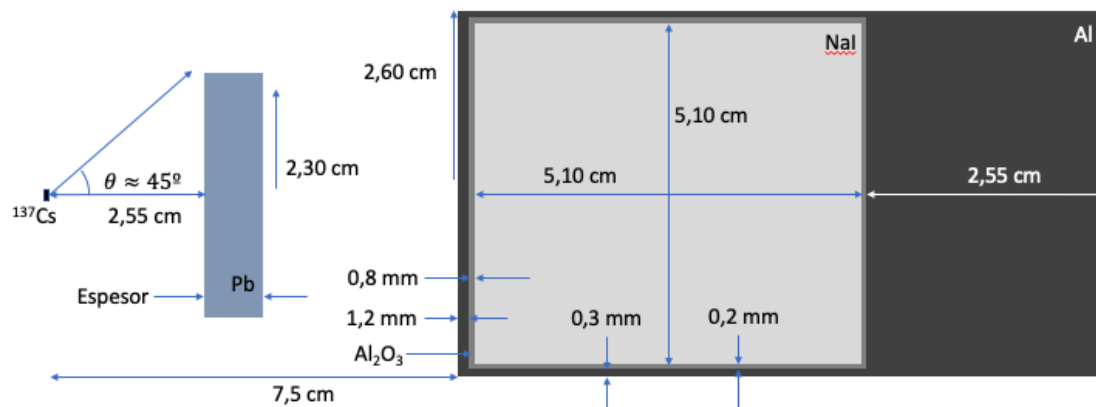


Figura 7: Representación transversal de la geometría utilizada en el experimento y en la simulación con filtro de plomo.

En primer lugar se utiliza un filtro de plomo de espesor másico $10,77 \text{ g/cm}^2$, situado a 2,55 cm de la fuente, manteniendo la fuente a la misma distancia del detector que previamente, para poder comparar los resultados. Debemos ajustar el ángulo con el que se realiza la simulación, ya que existe la posibilidad de que fotones que no se dirijan al detector pero sí al extremo del filtro, se desvíen por efecto Compton y acaben impactando en el detector. El radio de los filtros es de 2,30 cm. Al igual que antes, redondearemos el ángulo de emisión al alza, eligiendo un cono de $\theta = 45^\circ$ en esta ocasión. Los cálculos serán idénticos a los anteriores pero ajustando la fracción de ángulo sólido que se simula, en este caso:

$$\omega = \frac{2\pi(1 - \cos \theta)}{4\pi} = 0,146$$

El espectro obtenido en el experimento con el filtro de $10,77 \text{ g/cm}^2$, después de restar el espectro de fondo, se muestra en la Figura 8:

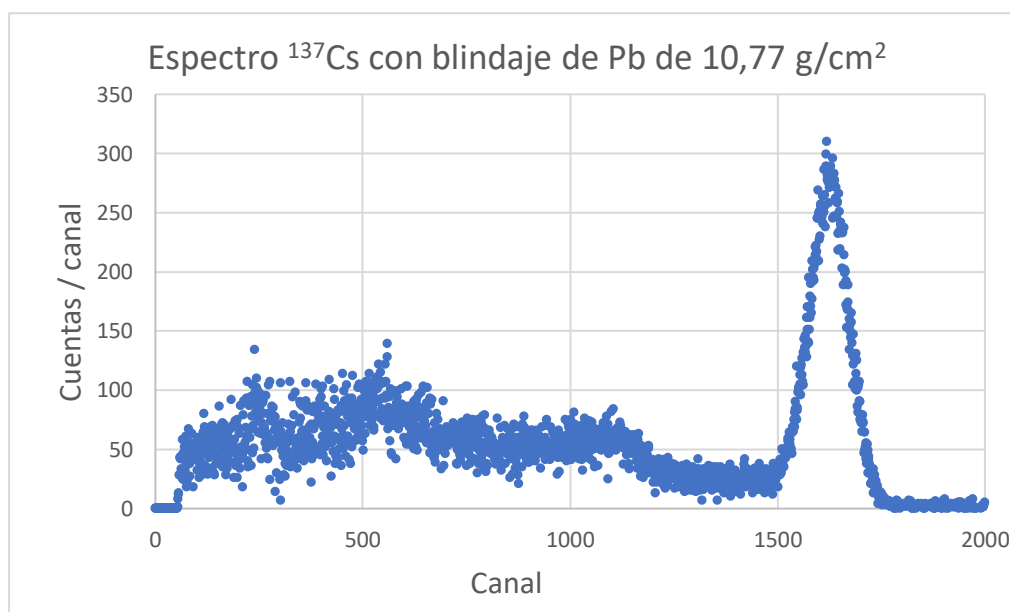


Figura 8: Espectro del ^{137}Cs con blindaje de Pb de $10,77 \text{ g/cm}^2$ en 600 segundos

Se puede observar que el pico de 33 keV desaparece completamente y la distribución Compton se vuelve mucho menos nítida porque hay menos sucesos y la fluctuación estadística es mayor. En este caso no se ha simulado la emisión de 33 keV ya que, como se puede observar en el experimento, es completamente absorbida por el plomo y se habría perdido el tiempo de computación en interacciones que no son relevantes para nuestros cálculos.

En la *Figura 9* se puede observar la distribución de probabilidad obtenida en la simulación.

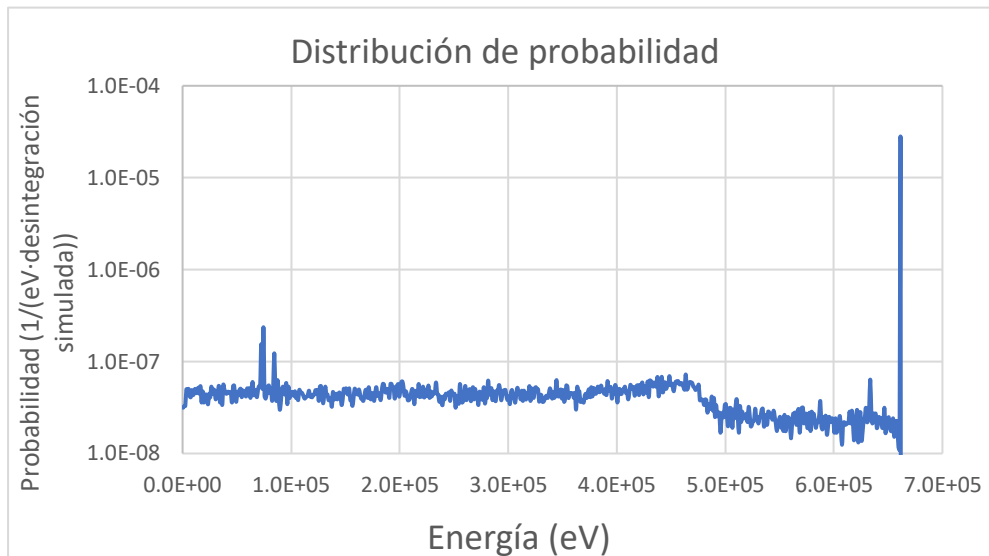


Figura 9: Distribución de probabilidad de la simulación de fotones de 662 keV con blindaje de plomo de 10,77 g/cm²

Se pueden observar por debajo de 100 keV distintas transiciones de rayos X del plomo, correspondientes a transiciones $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ y $K_{\beta 1}$, de 74,97, 72,80 y 84,9 keV [4], respectivamente, que se deben a desexcitaciones atómicas del plomo después de una absorción completa del fotón de 662 keV. También se aprecia cómo la distribución Compton es mucho menos nítida que cuando no había filtro de plomo entre el detector y la fuente. Los resultados se muestran en la *Tabla 4*.

El procedimiento se ha repetido para un filtro distinto que permita verificar que la geometría es una buena aproximación para distintas situaciones. Esta vez se realiza la medida con un filtro de plomo de $23,25 \text{ g/cm}^2$ de espesor másico del que situamos la cara más cercana a la fuente a la misma distancia que el filtro anterior para evitar realizar más cálculos de ajuste como el del ángulo sólido simulado.

El espectro obtenido en el experimento se muestra en la *Figura 10*:

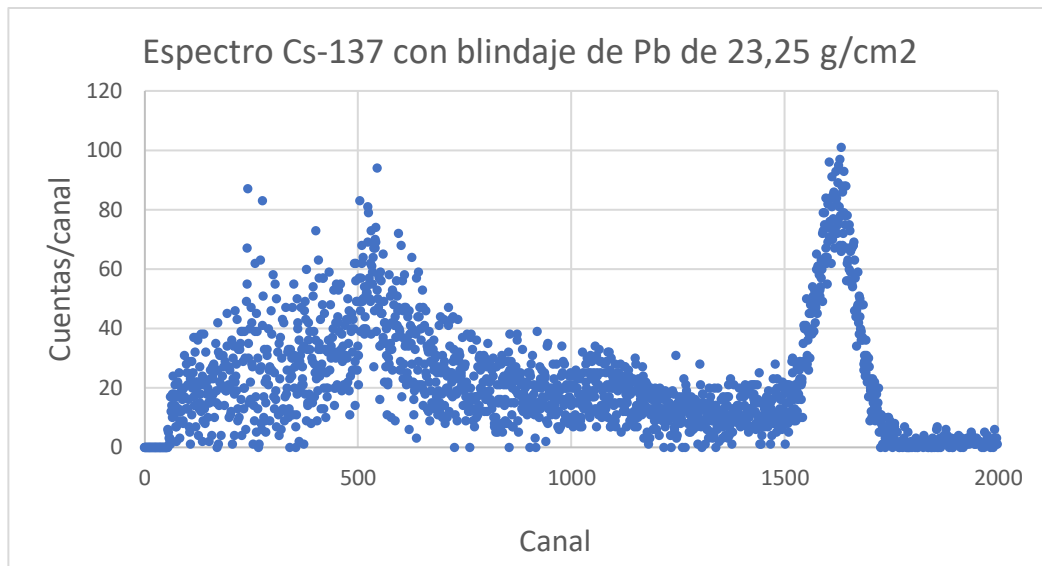


Figura 10: Espectro del ^{137}Cs con blindaje de Pb de $23,25 \text{ g/cm}^2$ en 600 segundos

La distribución de probabilidad simulada se encuentra en la *Figura 11*.

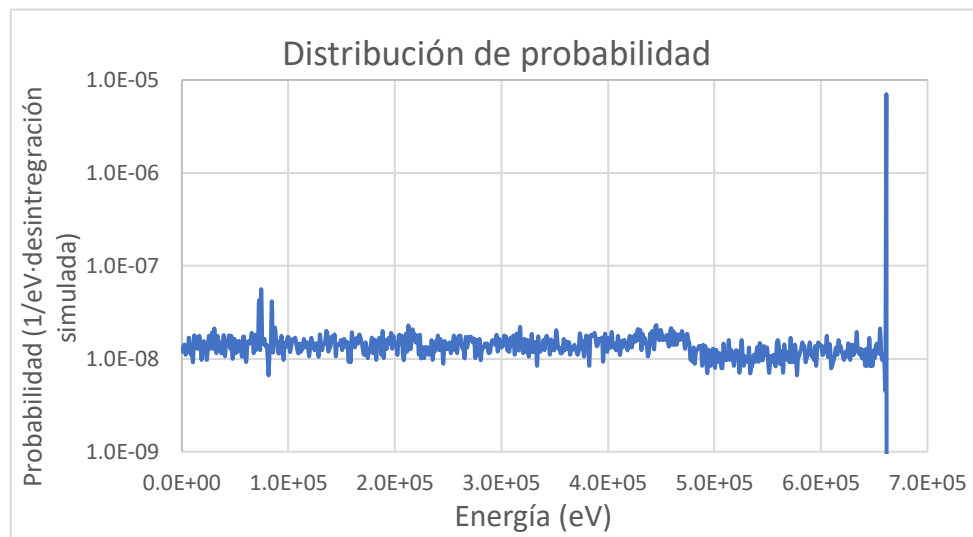


Figura 11: Distribución de probabilidad de la simulación de fotones de 662 keV con blindaje de plomo de $23,25 \text{ g/cm}^2$

En la simulación realizada la distribución de probabilidad se reduce aproximadamente a la mitad y el borde de la dispersión Compton es mucho menos reconocible, mientras que los fotones de 662 keV absorbidos por el detector se agrupan en un solo intervalo, al igual que en todas las simulaciones.

La comparación de resultados obtenidos sin filtro y con filtros se recogen en la *Tabla 4*.

Con estos resultados finalmente se puede afirmar que los cálculos pueden aportar una estimación de la energía absorbida que es aproximadamente un 10% inferior al valor experimental. La discrepancia se debe probablemente a la absorción de la radiación dispersada en el laboratorio. Esto no permite realizar un cálculo de mucha precisión sobre el blindaje necesario pero sí una estimación bastante buena sobre la que trabajar ligeramente al alza con las estimaciones proporcionadas con la simulación. Esto puede ser útil en algunas instalaciones en las que la geometría sea una modificación de la

originalmente propuesta o se quiera hacer un test cruzado de las tablas estándar para el cálculo de blindajes.

| Comparación | $P_{detección}$ | $p(662\text{ keV})$ | $Energía_{abs}(keV)$ |
|--------------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|
| $Exp_{Sin Pb}$ | $(1,8569 \pm 0,0032) \cdot 10^{-2}$ | $(5,534 \pm 0,013) \cdot 10^{-3}$ | $(1,16267 \pm 0,00013) \cdot 10^8$ |
| $Sim_{Sin Pb}$ | $(1,411 \pm 0,0010) \cdot 10^{-2}$ | $(5,133 \pm 0,0006) \cdot 10^{-3}$ | $(9,05 \pm 0,05) \cdot 10^7$ |
| $Exp_{10,77\text{ g/cm}^2 Pb}$ | $(6,358 \pm 0,019) \cdot 10^{-3}$ | $(1,631 \pm 0,009) \cdot 10^{-3}$ | $(4,31372 \pm 0,00006) \cdot 10^7$ |
| $Sim_{10,77\text{ g/cm}^2 Pb}$ | $(5,925 \pm 0,025) \cdot 10^{-3}$ | $(1,680 \pm 0,012) \cdot 10^{-3}$ | $(4,319 \pm 0,021) \cdot 10^7$ |
| $Exp_{23,25\text{ g/cm}^2 Pb}$ | $(2,327 \pm 0,015) \cdot 10^{-3}$ | $(5,93 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$ | $(1,48410 \pm 0,00004) \cdot 10^7$ |
| $Sim_{23,25\text{ g/cm}^2 Pb}$ | $(1,867 \pm 0,011) \cdot 10^{-3}$ | $(4,45 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$ | $(1,347 \pm 0,009) \cdot 10^7$ |

Tabla 4: Comparación de resultados obtenidos

Simulación de una sala de radioterapia

Radiación emitida

La simulación de una sala de radioterapia requiere estimar el espectro de radiación emitido en el acelerador ya que, en este caso, no se trata de fotones monoenergéticos sino de un espectro continuo. En este trabajo se ha simulado un acelerador de 6 MV. Esta radiación se consigue, por ejemplo, con la colisión de electrones acelerados a 6 MV que interaccionan contra un blanco de wolframio y se hace pasar por un disco de un material ligero, como el grafito, que no atenuará en gran medida la radiación de fotones producida por el wolframio pero sí todos los electrones. Como el espesor del disco de grafito (2,0 cm) es igual que el rango de los electrones de 6 MV en el grafito, 2 cm [5], se escoge la energía de corte del grafito para que absorba todos los electrones por debajo de 6 MV, ya que no va a suponer ninguna diferencia en los resultados pero evitará el seguimiento de todos los electrones que alcanzan el grafito. La energía de corte determina el umbral mínimo de energía para que el programa realice el seguimiento de los electrones, en este caso, y calcule sus posibles trayectorias y radiación secundaria; al poner el umbral por encima de la energía inicial de los electrones evitamos que el programa pierda tiempo de computación. La geometría simulada se representa en la Figura 12. En una simulación posterior se incluye un litro de agua para calcular la dosis absorbida en un material similar al tejido humano.

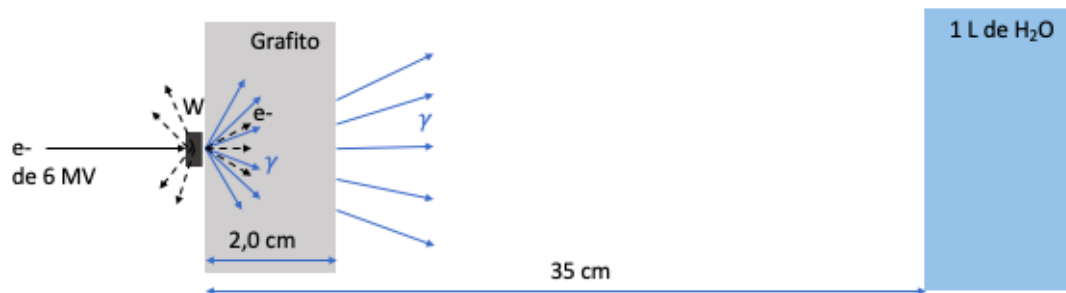


Figura 12: Sección transversal de la geometría utilizada para la producción de fotones de un blanco de W por electrones de 6 MV. La dosis se calculará en un litro de agua.

Se puede verificar que la medida que se toma para evitar que los electrones atraviesen el grafito es adecuada representando su ángulo de salida respecto al de emisión (Figura 13) donde se puede observar que la dirección de salida de los electrones es perpendicular o de retroceso respecto a la dirección incidente.

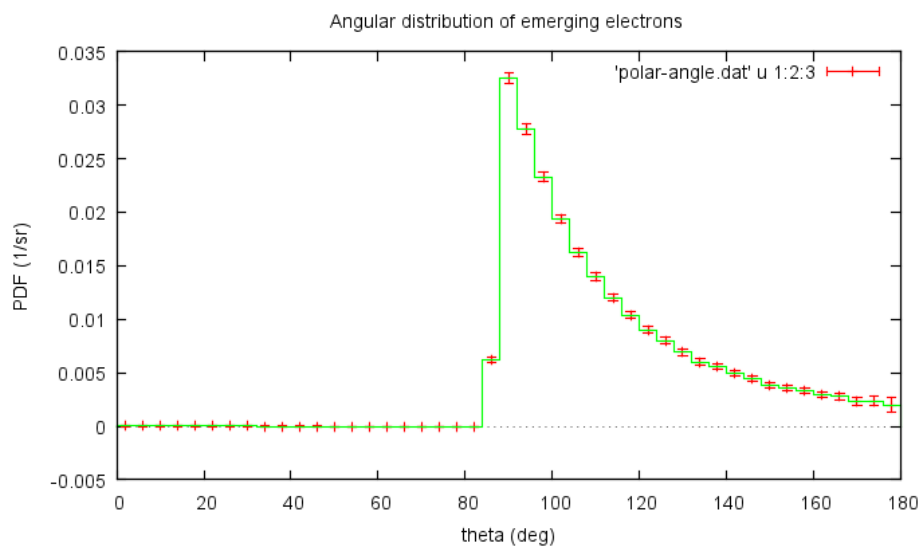


Figura 13: Ángulo de escape de los electrones

Al simular esta situación obtenemos el espectro de los fotones que se emiten en el wolframio y atraviesan el disco de grafito (Figura 14).

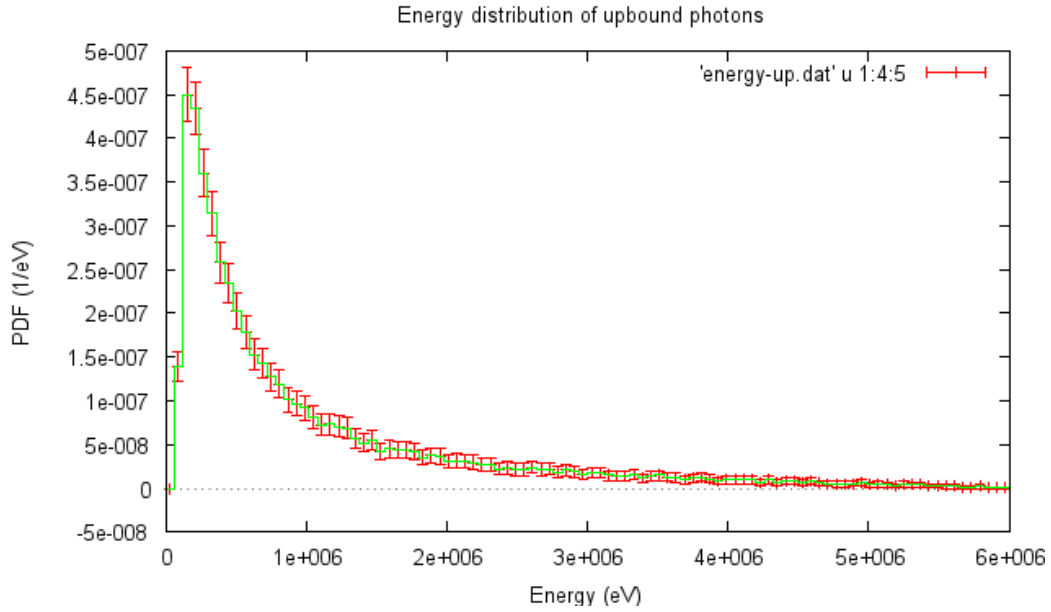


Figura 14: Distribución energética de los fotones producidos en W por electrones de 6 MV.

Comprobamos que el rango de energías con el que estamos trabajando es de fotones de hasta 6 MeV y el rango para el que hemos comprobado cierta fiabilidad es menor de 0.7 MeV. De esta simulación obtenemos el resultado, que será importante más adelante, del número de fotones que se emiten por electrón inicial: $3,03 \cdot 10^{-1} \gamma/e^-$ con la distribución energética descrita en la Figura 14.

Para poder utilizar esta distribución de probabilidad como espectro de emisión sin tener que simular también la configuración descrita anteriormente, se ha definido en los datos de entrada de PENELOPE la emisión como un espectro continuo cuya densidad de probabilidad es la que muestra la Figura 14. De esta manera la computación es más rápida porque no hay que repetir el cálculo de las interacciones de los electrones en el blanco de wolframio.

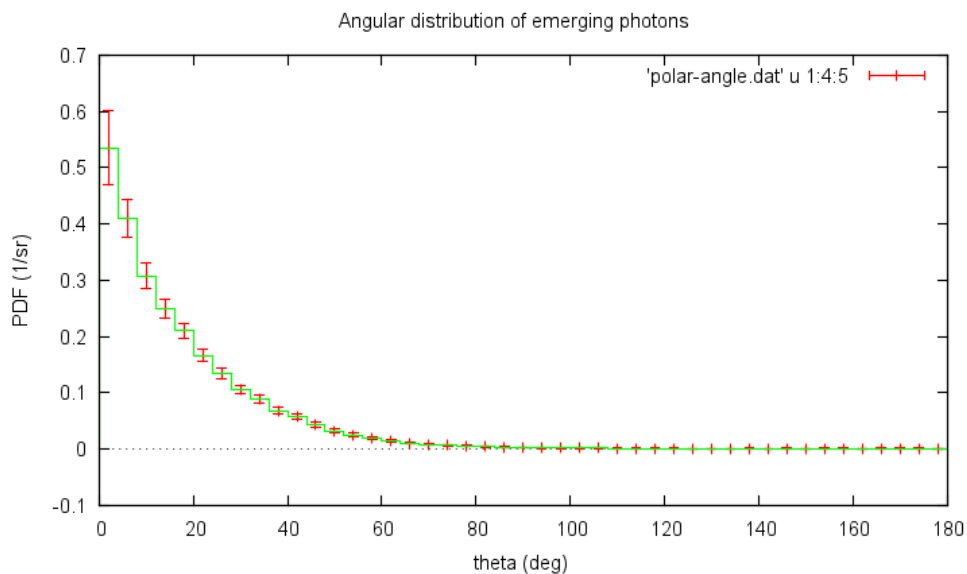


Figura 15: Distribución angular de los fotones emitidos

La distribución angular de la radiación de frenado se muestra en la Figura 15. Para simplificar el modelo hemos supuesto la emisión isótropa contenida en un cono de ángulo de 45° con el espectro de la Figura 14. Esta aproximación elimina la correlación del ángulo de salida con la energía del fotón, pero contiene prácticamente toda la emisión de fotones salientes del wolframio.

Estimación de la dosis en agua

La dosis se ha calculado añadiendo a la fuente puntual de fotones 1 litro de agua a 35 cm (Figura 12). La dosis calculada por electrón en el agua es:

$$D_0/\text{electrón} = (1,21 \pm 0,09) \text{ keV/kg}$$

Hemos repetido la simulación tratando de estimar el primer espesor de semirreducción del plomo (espesor de plomo necesario para que la dosis absorbida se reduzca a la mitad) y hemos utilizado inicialmente el espesor de semirreducción para fotones de 662 keV. Así, interponiendo un blindaje de Pb de $10,77 \text{ g/cm}^2$:

$$D_{10,77 \text{ g/cm}^2}/\text{electrón} = (0,66 \pm 0,15) \text{ keV/kg}$$

En este caso se verifica que este espesor másico de plomo es también el primer espesor de semirreducción para la radiación de 6 MV con la que trabajamos.

Geometría de la sala

En esta sección hemos trabajado con el programa *penmain* ya que, hasta ahora, había sido posible definir toda la geometría con simetría cilíndrica. Son necesarios dos archivos para realizar la simulación: el primero contiene todos los datos geométricos y el segundo contiene los materiales que la conforman, el tipo de radiación con la que trabajar y los resultados que deseamos obtener y su formato. Para describir una habitación de radioterapia hemos definido un cubo de aire rodeado por un cubo mayor. El espacio entre ambos cubos estará compuesto del blindaje de hormigón o plomo. Esto se puede conseguir definiendo los planos que forman dos cubos distintos pero concéntricos y definiendo un cuerpo que se ha formado al definir los planos que lo delimitan. Con estas nociones básicas ya es posible definir un aislamiento cúbico de las dimensiones deseadas. Para poder comparar los resultados de todas las simulaciones tomamos como referencia la radiación absorbida por un cubo de agua de 10 cm de arista con la misma orientación del blindaje, cuya cara más cercana está a 30 cm de distancia de la fuente de fotones. Si se representa la geometría con el programa *gview2D* podemos ver la forma que tiene en la Figura 16.

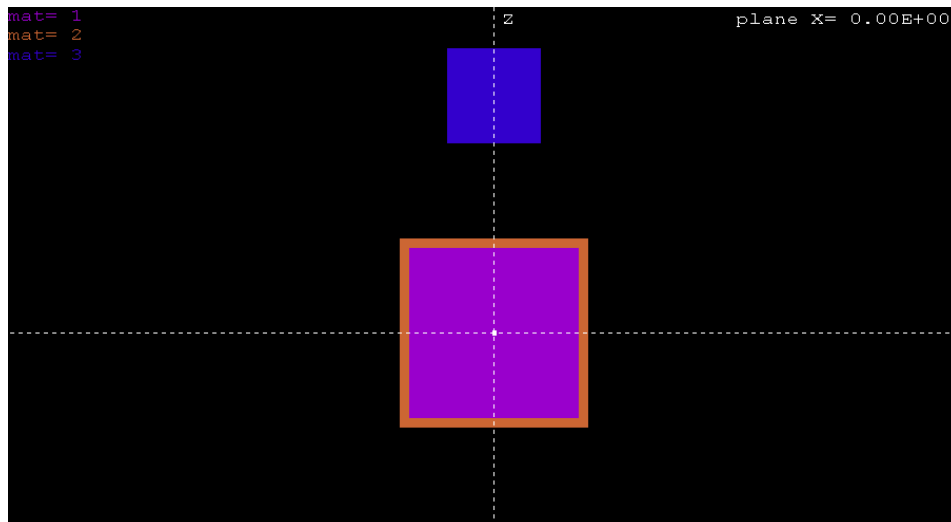


Figura 16: Geometría simulada para la sala de radioterapia

Cada color representa un material diferente de los especificados en el archivo de entrada del programa. En este caso el color morado representa el aire, el naranja el plomo o el hormigón y el azul el agua. La radiación se emite uniformemente hacia la cara enfrentada con el cubo de agua y el espacio entre el blindaje y el agua no está formado por ningún material y no difunde ni absorbe la radiación. No hemos considerado la posible radiación dispersada en las otras cinco paredes del cubo, de forma que no es relevante el tamaño del cubo que forma la sala. El dato importante en esta aproximación es el grosor del blindaje, lo que nos permite trabajar con un cubo mucho menor de lo que sería una sala de radioterapia real.

Simulaciones realizadas en la sala de radioterapia

Procedemos al igual que en el caso del experimento con la fuente de ^{137}Cs , en primer lugar realizaremos el cálculo sin el blindaje para después añadir blindajes de distinto grosor de plomo y hormigón.

La simulación también permite estimar la curva de dosis en profundidad. En la *Figura 17* se representa la profundidad de dosis en sucesivas capas del cubo de agua de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y 1 mm de espesor. Se representa junto a la dosis en profundidad en el eje para fotones de 6 MV [6].

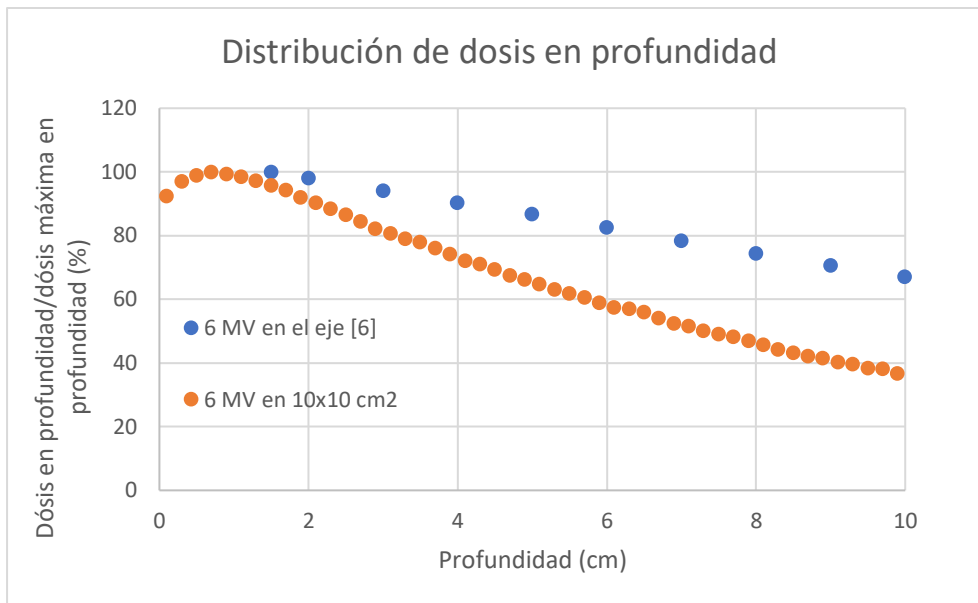


Figura 17: Profundidad de dosis en un litro de agua sin blindaje.

Las características generales de ambas curvas son similares. Se observa que en el primer centímetro de agua la dosis crece al aumentar la profundidad porque los fotones que entran en el agua producen electrones hacia el interior que depositan su energía en zonas alejadas de la superficie. La fluencia de los electrones aumenta con la profundidad hasta alcanzar un máximo y después disminuye siguiendo la disminución de la fluencia de los fotones al penetrar en el agua [7]. La profundidad a la que la dosis absorbida es máxima es característica de la energía y el tipo de radiación utilizados.

La Figura 17 muestra que la dosis en profundidad calculada en láminas de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ alcanza su máximo más cerca de la superficie y disminuye más rápidamente que la dosis en profundidad medida en el eje. Esto es cualitativamente correcto porque la dosis en el eje se debe a los fotones emitidos a ángulos pequeños respecto al eje de incidencia de los electrones. En nuestro cálculo, donde no hemos tenido en cuenta la correlación entre el ángulo y la energía de los fotones y hemos calculado la dosis en láminas de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, los fotones tienen menor energía promedio que en el eje; por lo tanto, es menor su penetración en el agua y la dosis máxima está más cerca de la superficie.

La simulación muestra también que solo una pequeña fracción de los electrones producidos con energía mayor que 1 MeV puede escapar del agua. La distribución de energía que se obtiene de los electrones que escapan de la simulación cuando no hay blindaje, teniendo en cuenta que la energía de corte de los electrones en agua es de 1 MeV, se puede observar en la Figura 18.

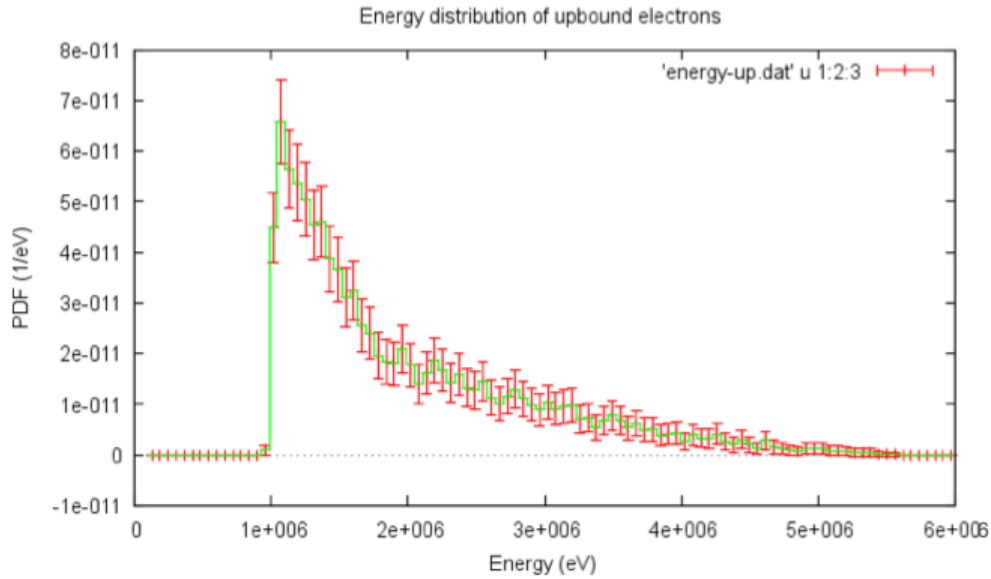


Figura 18: Distribución energética por fotón incidente de los electrones generados que escapan del agua para los fotones de 6 MV sin blindaje

La información más importante que podemos estimar con esta simulación es la disminución de la dosis absorbida por el agua dependiendo del grosor del blindaje y del material que lo compone. Los resultados obtenidos para el cubo situado con su cara más cercana a 30 cm de la fuente se encuentran en la *Tabla 5*. Los valores tabulados se pueden utilizar en la situación real de un acelerador de electrones en una sala de radioterapia para calcular la dosis que se recibirá durante un tiempo determinado. La variable que determina la cantidad de radiación que se emite en un cierto intervalo de tiempo se conoce como carga de trabajo del acelerador, que es equivalente a la carga eléctrica incidente sobre el blanco de wolframio. Partiendo del resultado de la simulación de energía absorbida en agua por fotón incidente ($eV/fotón$) y con el valor estimado de fotones generados por electrón (véase la sección *Radiación emitida*), $3,03 \cdot 10^{-1} \gamma/e^{-}$, podemos hacer la conversión a $3,03 \cdot 10^{-1} J/C$. El paso a Gy/C ($1 Gy=1 J/kg$) es también inmediato porque trabajamos con un kilogramo de agua.

| Resultados obtenidos | Fracción de partículas que escapan del blindaje | Dosis absorbida por unidad de carga incidente (Gy/C) |
|----------------------|---|--|
| Sin blindaje | 1 | 1779 ± 5 |
| 1 cm de Pb | $1,04 \cdot 10^{-1}$ | 656 ± 8 |
| 2 cm de Pb | $3,69 \cdot 10^{-2}$ | 360 ± 8 |
| 8 cm de Hormigón | $1,28 \cdot 10^{-1}$ | 864 ± 11 |
| 12,9 cm de Hormigón | $4,60 \cdot 10^{-2}$ | 561 ± 12 |
| 16 cm de Hormigón | $2,58 \cdot 10^{-2}$ | 420 ± 11 |

Tabla 5: Comparación de resultados obtenidos para diversos blindajes ($1 Gy=1 J/kg$)

Con estos resultados obtenidos en función de la carga de trabajo del acelerador, es posible obtener las estimaciones necesarias para poder adecuar la protección de la sala de radioterapia a la legalidad vigente, ya sea para pacientes, personal expuesto o público externo.

Conclusiones

En este trabajo hemos comprobado que el programa PENELOPE-2014 permite trabajar con facilidad y funciona con fluidez en situaciones sencillas aunque muy diversas con distintos tipos de radiación y distintas energías. Las herramientas básicas distribuidas con el paquete de simulación facilitan mucho su uso durante la fase de aprendizaje.

Las simulaciones de este trabajo fin de grado se han hecho a una velocidad aproximada de 10^7 partículas primarias/minuto en un ordenador *MacBook Air* de 2014 utilizando solo uno de los procesadores en una máquina virtual de Windows XP. Se usó el compilador *mingw* para construir los archivos ejecutables como se indicaba en la documentación. Para simulaciones más complejas cuyos resultados fueran la base del diseño de la protección de una sala de radioterapia sería necesario un ordenador con mayor potencia de cálculo.

La verificación experimental de algunas geometrías simples se ha hecho en el laboratorio utilizando una fuente de ^{137}Cs y un sistema de espectrometría gamma convencional para un detector de yoduro de sodio de 5.1 cm de diámetro y 5.1 cm de longitud. Las medidas del espectro de energía absorbida con pequeños blindajes de plomo nos han permitido comprobar que la diferencia entre el valor estimado por Monte Carlo y el valor experimental es menor del 10% en las tres situaciones consideradas: sin blindaje y con blindajes de aproximadamente uno y dos espesores de semirreducción para la fuente de ^{137}Cs . Hemos estimado que el origen de esta diferencia es la radiación dispersada en el laboratorio.

La simulación por Monte Carlo de una sala de radioterapia se ha hecho en un pequeño modelo simple tanto del acelerador como de la geometría. Se ha estudiado el caso sin blindaje y con 2 blindajes de plomo y 3 de hormigón. Los espesores de los blindajes, al igual que los usados con fuente de ^{137}Cs , están entre uno y dos espesores de semirreducción de la radiación de frenado que produciría el acelerador de electrones. Por este motivo estimamos, sin otra verificación experimental, que los valores de los coeficientes de conversión entre la carga de trabajo del acelerador y la dosis absorbida son realistas. No obstante, sería necesario comparar las medidas y las simulaciones en una sala de radioterapia para comprobar la correcta definición de los parámetros geométricos.

Bibliografía

- [1] F. Salvat, PENELOPE-2014: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport, Barcelona, 2015.
- [2] E. B. Podgorsak, Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students, Viena, 2005.
- [3] E. Browne, R. B. Firestone y V. S. Shirley, Table of radioactive isotopes, New York: John Wiley & Sons, 1999.
- [4] «lbl.gov,» [En línea]. Available: https://xdb.lbl.gov/Section1/Table_1-2.pdf. [Último acceso: Junio 2020].
- [5] «National Institute of Standards and Technology,» [En línea]. Available: https://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/e_table.pl. [Último acceso: Mayo 2020].
- [6] W. R. Hendee, G. S. Ibbott, E. G. Hendee, Radiation therapy physics, John Wiley & Sons, 2005.
- [7] F. M. Khan, The physics of radiation therapy, LWW, 2003.